

- [1] Stolten R.H., Ippen E.P., Tynes A.R. - Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, No 2, p. 62-64.
- [2] Грудинин А.Б., Дианов Е.М., Коробкин Д.В. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 45, № 5, с. 211-213.
- [3] Zysset B., Beaud P., Hodel W. - Appl. Phys. Lett., 1987, v. 1.50, No 16, p. 1027-1029.
- [4] Gouveia-Neto A.S., Gomes A.S.L., Taylor J.R. - Electr. Lett., 1987, v. 23, No 10, p. 537-538.
- [5] Mollenauer L.F., Stolten R.H. - Laser Focus, 1982, No 4, p. 193-198.
- [6] Белов А.В., Гурьянов А.Н., Гусовский Д.Д. и др. - Квантовая электроника, 1987, т. 14, № 6, с. 1309-1310.
- [7] Воробьев Н.С., Грудинин А.Б., Дианов Е.М. и др. - Письма в ЖТФ, 1987, т. 13, № 6, с. 365-368.
- [8] Грудинин А.Б., Пилипецкий А.Н., Хайдаров Д.В. - Препринт ИОФАН, № 117, 1987.
- [9] Борн М., Вольф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1973.
- [10] Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику, М.: Наука, 1981.
- [11] Карпман В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973.

Институт общей физики
АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ
ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ И ПОДОБИЯ
ДЛЯ МОДЕЛИ ГЕНЕРАТОРА С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ
ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ**

В.П. Безручко, В.Ю. Каменский,
С.П. Кузнецов, В.И. Пономаренко.

Системы с запаздывающей обратной связью широко исследуются в радиофизике и электронике, нелинейной оптике и некоторых других областях [1-7]. Одна из актуальных проблем динамики этого класса систем состоит в выяснении специфики

их поведения у порога возникновения хаоса. Заметим, что системы с запаздыванием следует рассматривать как распределенные системы, роль пространственных структур играют конфигурации сигнала, заданные на интервале запаздывания. Несмотря на наличие ряда работ экспериментального и численного характера, освещающих некоторые аспекты перехода к хаосу в системах с запаздыванием, вопрос продолжает оставаться во многом открытым. Интересным направлением исследований представляется анализ, ориентированный на концепции универсальности и подобия (скейлинга), намеченный в отношении систем с запаздыванием в работе [8]. Для экспериментальной проверки выводов, вытекающих из результатов этой работы, была разработана специальная физическая модель системы с цифровой линией задержки, позволяющей регулировать время запаздывания в широких пределах. Результаты эксперимента сопоставляются с результатами численного решения дифференциальных уравнений, описывающих систему, и с выводами, следующими из найденных в [8] соотношений универсальности и подобия.

Исследуемая в эксперименте система представляет собой замкнутую в кольцо цепочку, содержащую следующие элементы.

1. Нелинейный элемент, являющийся практически безынерционным в интересующих временных масштабах и имеющий нелинейную характеристику с квадратичным экстремумом. Этот элемент изготовлен в виде схемы на транзисторах. Зависимость выходного напряжения от входного с большой точностью аппроксимируется выражением

$$f(u) = \lambda - \ln \left[e^{2u - 11.18} + e^{-4.5u - 0.36} + 0.00115 \right]. \quad (1)$$

Величина λ допускает плавную регулировку и играет в дальнейшем роль основного параметра, управляющего переходом системы к хаосу.

2. Фильтр нижних частот, представляющий собой цепочку из $N=6$ идентичных RC -звеньев, соединенных последовательно через развязывающие усилители (с коэффициентом усиления 1). Функция импульсного отклика такого фильтра имеет вид

$$\frac{t^{N-1} (RC)^{-N}}{(N-1)!} \cdot e^{-\frac{t}{RC}}, \text{ а ее Фурьеобраз (передаточная функция)}$$

$S = (1 + i\omega RC)^{-N}$. Аппроксимируя логарифм передаточной функции первыми членами разложения Тейлора, имеем $S \approx e^{-i\omega \Delta T - \omega^2 \tau^2}$

Величина $\Delta T = NRC$ характеризует время запаздывания, вносимого фильтром, а величина $\tau = \sqrt{\frac{NRC}{2}}$ — продолжительность отклика на импульсный толчок, т. е. инерционные свойства цепочки. Функция отклика фильтра близка к симметричной относительно точки $t = \Delta T$, что соответствует предположениям работы [8].

3. Линия задержки. Поступающий на вход сигнал преобразуется в цифровую форму и передается на оперативное запомина-

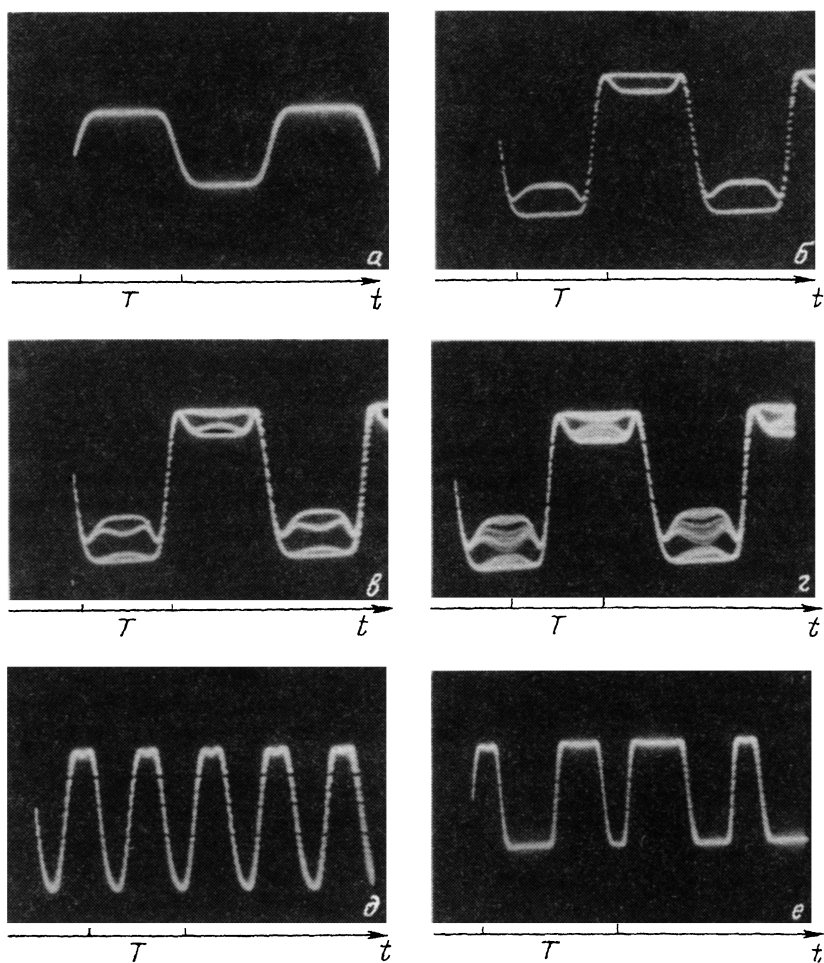


Рис. 1. Осциллограммы колебаний, когда период развертки осциллографа примерно равен $3T$. $\frac{T}{\tau} \sim 23$ (а-д), $\frac{T}{\tau} \sim 34$ (е).

ющее устройство, осуществляющее задержку. На выходе сигнал вновь преобразуется в аналоговую форму. Управляя запоминающим устройством, можно менять время запаздывания T_0 на три порядка с сохранением неизменными прочих характеристик цепи (входного и выходного импеданса, коэффициента передачи и др.).

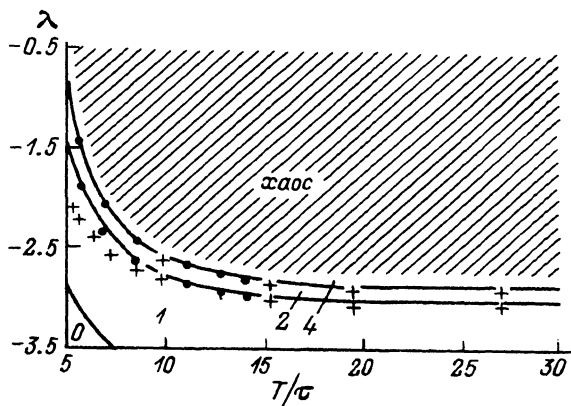


Рис. 2. Разбиение плоскости параметров $(\lambda - \frac{T}{\tau})$ на характерные режимы. Сплошной линией показаны экспериментально снятые значения λ ; 1 - значения, полученные с использованием универсальных функций и констант работы [8]; 2 - результаты численных исследований системы дифференциальных уравнений (2). Цифрами указан период колебаний в единицах $2T$.

Динамика данной кольцевой цепочки в целом описывается следующей системой дифференциальных уравнений:

$$RC \frac{dU_i}{dt} + U_i = \begin{cases} f(U_N(t-T_0)), & i=1 \\ U_{i-1}, & i=2, \dots, N, \end{cases} \quad (2)$$

где U_i - напряжение на выходе i -го элемента фильтра.

Зафиксируем нормированное время запаздывания T_0/τ и проследим за изменением характера динамических режимов при увеличении управляющего параметра λ . В некоторый момент в системе возникают автоколебания, период которых с высокой точностью равен $2T$, где $T = T_0 + \Delta T$ - время прохода сигнала по петле обратной связи с учетом запаздывания, вносимого линией задержки и фильтром. Если величина $\frac{T}{\tau}$ не слишком мала, то с увеличением параметра λ сигнал быстро приобретает характерную форму, близкую к прямоугольной (рис. 1, а). Характерная ширина фронтов переключения (перепадов) определяется временем инерции τ , а протяженность пологих участков - временем запаздывания T . При дальнейшем увеличении λ наблюдается последовательность удвоений периода и затем переход к хаосу (рис. 1, б-г). В численных расчетах в рамках уравнений (2) можно зафиксировать большое число бифуркаций удвоения, тогда как в эксперименте из-за довольно высокого уровня шумов дискретизации уверенно наблюдаются только две. Тем не менее, в эксперименте четко прослеживаются особенности эволюции структур на пути к хаосу, свойственные распределенной

системе и описанные в [8, 9]. Вблизи перепадов на краях пологих участков сигнал содержит неоднородности, „хвосты“, проникающие на некоторую глубину внутрь пологих участков. Из рис. 1 видно, что хвосты, возникающие при очередном удвоении периода, имеют большую длину, чем существовавшие ранее. Это согласуется с установленными в [8, 9] скейлинговыми закономерностями. Хаос возникает первоначально как нерегулярные колебания уровня сигнала в середине пологих участков. На осциллограмме этому соответствует последовательное замазывание элементов ранее возникшей структуры в порядке, обратном порядку их появления в докритической области. С ростом λ область, занимаемая хаосом, и глубина нерегулярных колебаний увеличивается.

На рис. 2 показана карта динамических режимов на плоскости управляющий параметр λ – нормированное время запаздывания $\frac{T}{\tau}$. Показаны бифуркационные линии, найденные экспериментально, а также полученные численно из решения уравнений (2) и из соотношений работ [8, 9] с использованием найденной там универсальной функции, определяющей поправки к фейгенбаумовским бифуркационным точкам для систем с запаздыванием. При очень больших $\frac{T}{\tau}$ бифуркационные значения λ выходят на горизонтальные асимптоты, отвечающие точкам бифуркаций отображения $f(u)$. При уменьшении $\frac{T}{\tau}$ бифуркационные линии загибаются вверх, причем до значений $\frac{T}{\tau} \sim 10$ получается хорошее соответствие с данными, основанными на соотношениях универсальности и подобия.

При возвращении из области развитого хаоса назад по параметру λ часто наблюдается возникновение регулярных режимов (видов колебаний), отличающихся большим числом вариаций уровня на интервале запаздывания (рис. 1, д, е). При умеренных $\frac{T}{\tau}$ (порядка 15–20) высшие виды имеют основной период в 3, 5, ... раз меньше времени прохода по петле обратной связи. С ростом λ они демонстрируют переход к хаосу, подобный описанному выше. Диаграмма на плоскости $\lambda, \frac{T}{\tau}$ остается той же самой, но под T надо понимать полупериод данного вида колебаний. Если $\frac{T}{\tau}$ велико, то при возвращении из области хаоса в область регулярной динамики можно наблюдать огромное разнообразие режимов, характеризующихся разным числом препадов и пологих участков неодинаковой длины на интервале запаздывания (рис. 1, е).

Рассмотренная нами система свободна от факторов, усложняющих анализ и интерпретацию процессов в традиционных системах с запаздыванием (отражения сигналов внутри элементов

цепи и пр.). С другой стороны, в отличие от теоретических (численных) моделей, она допускает привлечение для своего исследования богатого арсенала экспериментальных средств. Поэтому, несмотря на очевидный недостаток - высокий уровень шумов дискретизации, она представляет, по нашему мнению, определенный интерес.

Л и т е р а т у р а

- [1] К и с л о в В.Я., З а л о г и н Н.Н., М я с и н Е.А. - Радиотехника и электроника, 1979, т. 24, № 6, с. 1118-1130.
- [2] К а ц В.А., Т р у б е ц к о в Д.И. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 3, с. 116-119.
- [3] А н и ш е н к о В.С., П о с т н о в Д.Э. - ЖТФ, 1985, т. 55, № 1, с. 162-167.
- [4] Д м и т р и е в А.С., П а н а с А.И. - ЖТФ, 1986, т. 56, № 4, с. 759-762.
- [5] V a l l e e R., D e l i s l e C. - Phys. Rev. A., 1986, v. 34, No 1, p. 309-318.
- [6] I k e d a K., K o n d o K., A k i m o t o O. - Phys. Rev. Lett., 1982, v. 49, No 20, p. 1467-1470.
- [7] L e b e r r e M., R e s s a y r e E., T a l l e t A., G i b b s H. - Phys. Rev. Lett., 1986, v. 56, No 4, p. 274-277.
- [8] К у з н е ц о в С.П., П и к о в с к и й А.С. - Изв. вузов, Радиофизика, 1985, т. 26, № 3, с. 308-319.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР,
Саратовский филиал

Поступило в Редакцию
11 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 11

12 июня 1988 г.

БИСТАБИЛЬНОСТЬ РЕЗОНАНСНОГО ТУННЕЛЬНОГО ТОКА ЭЛЕКТРОНОВ В КОНЕЧНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ С РАССЕЯНИЕМ

В.В. М а л о в, Е.В. Л я л и н а, Л.В. И о г а н с е н

Со времени первых экспериментов [1] достигнуты крупные успехи технологов, освоивших изготовление полупроводниковых сверхрешеток, близких к идеальным. Однако многолетнее непонимание физики процессов резонансного туннелирования и вызванные этим систематические грубые ошибки в конструкции сверхрешеток, вскрытые в [2], надолго затормозили их практическое использование. Это выдвинуло потребность в адекватной теории на первый план.